

Theorie des Einphaseninduktionsmotors mit vermindertem Luftspaltleitwert zwischen den ausgeprägten Polen

Bausch, H.

Veröffentlicht in:
Abhandlungen der Braunschweigischen
Wissenschaftlichen Gesellschaft Band 19, 1967,
S. 96-113



Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

Theorie des Einphaseninduktionsmotors mit vermindertem Luftspaltleitwert zwischen den ausgeprägten Polen

Von H. Bausch¹⁾

Vorgelegt von H. Jordan

(Eingegangen am 18. 8. 1966)

1. Vorbemerkung

In der Theorie elektrischer Maschinen nimmt der Induktionsmotor einen besonders großen Raum ein. Denn bei aller Einfachheit im Aufbau und Anspruchlosigkeit im Betrieb — die Hauptgründe für seine weite Verbreitung — ist er in physikalischer Hinsicht ein kompliziertes Gebilde. Sein Hauptanwendungsgebiet hat er als Drehstrommotor mit Käfigläufer im Bereich mittlerer Leistungen für industrielle Antriebe aller Art gefunden.

Mit der zunehmenden Elektrifizierung im Haushalt und Gewerbe wuchs aber auch die Bedeutung des kleinen Induktionsmotors mit Abgabeleistungen bis zu einigen Hundert Watt. Hier steht im allgemeinen nur das einphasige Lichtnetz zur Verfügung, so daß Hilfsmittel zum selbsttätigen Anlauf erforderlich sind. Als gebräuchlichste Ausführungen entstanden die zweisträngigen Induktionsmotoren mit Haupt- und Hilfsstrang. Dabei wird der Hilfsstrang entweder über Hilfsimpedanzen (Ohmscher Widerstand, Kondensator, selten Drossel) galvanisch an das Netz angeschlossen oder induktiv über den Hauptstrang erregt. Der Vorteil der Widerstandshilfsphasen- und Kondensator-Motoren liegt in ihrer guten Anpassungsfähigkeit an das jeweilige Antriebsproblem. Der Hilfsstrang kann für Kurzzeit- oder Dauerbetrieb ausgelegt und in der Wirkung durch die Vorschaltimpedanz weitgehend beeinflußt werden. Diese Möglichkeiten bietet der Motor mit kurzgeschlossenem Hilfsstrang nicht. Dafür zeichnet er sich durch einen äußerst einfachen Aufbau aus, der insbesondere dem Spaltpolmotor aus wirtschaftlichen Gründen zu beachtlicher Bedeutung verholfen hat.

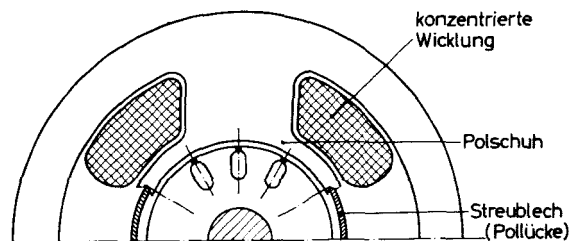
Dieser in Großserien gefertigte Einphasenmotor besitzt ausgeprägte Pole, deren Breite oft wesentlich kleiner als die Polteilung ist. Die verbleibende Polücke wird nach Einlegen der Wicklung vielfach mit sogenannten Streublechen überbrückt, die man bei größeren Maschinen als Nutverschlußkeile bezeichnen würde. Schon aus Fertigungsgründen wird der Luftspalt in diesem Bereich größer als unter den Polen. Zudem sättigen sich die Bleche sehr schnell, so daß auch bei Motoren mit angestanzten Stegen der magnetisch wirksame Luftspalt im Bereich zwischen den Polen unter Umständen erheblich vergrößert wird.

¹⁾ Dr.-Ing. Heinz Bausch ist Oberingenieur am Institut für Elektrische Maschinen der TH Hannover. Die Arbeit ist ein Auszug aus der Habilitationsschrift des Verfassers.

Kleine Kondensatormotoren werden oftmals ebenfalls mit ausgeprägten Polen und angestanzten Streustegen gefertigt. Das Verhalten solcher Maschinen wurde von Koch [1] für den Fall der symmetrischen Speisung von Haupt- und Hilfsstrang beschrieben. Hier ließ sich die Wirkung des ungleichförmigen Luftspalts noch durch eine geeignete Mittelwertbildung erfassen. Im allgemeinen wird man jedoch den Einfluß von Zusatzfeldern, die als Folge der Leitwertschwankung entstehen, nicht vernachlässigen dürfen.

Im folgenden wird deshalb die Theorie eines Motors mit ausgeprägten Polen unter Berücksichtigung des Einflusses eines im Bereich der „Pollücke“ vergrößerten Luftspaltes entwickelt. Aus Gründen der besseren Übersicht seien die Untersuchungen zunächst auf den Fall des reinen Einphasenmotors mit ungeschrägtem Käfigläufer beschränkt, dessen schematischen Aufbau Abb. 1

Abb. 1. Einphasenmotor mit ausgeprägten Polen und vermindertem Luftspaltleitwert (Streublech oder Pollücke), schematisch



zeigt. Da dieser Motor wegen der fehlenden Hilfswicklung nicht selbständig anläuft, ist seine Behandlung mehr von theoretischem als von praktischem Interesse. Die Methode läßt sich jedoch ohne grundsätzliche Schwierigkeiten auf die gebräuchlichen Einphasenmotoren mit Hilfswicklung übertragen. In jedem Fall hat man dabei die Wirkung der starken räumlichen Oberfelder zu berücksichtigen, die durch die ausgeprägten Pole entstehen.

2. Luftspaltleitwert

Zur Ermittlung der Luftspaltfelder zieht man zweckmäßig den Reziprokwert des Luftspaltes, den Luftspaltleitwert, heran. Sein in Abb. 2 skizzierter Verlauf hängt neben den Abmessungen von den Sättigungsverhältnissen im gesamten

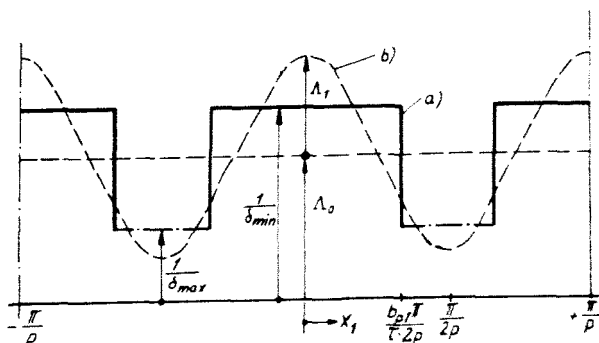


Abb. 2. Luftspaltleitwert
a) Verlauf über eine doppelte Polteilung
b) Annäherung durch Mittelwert Λ_0 und Grundwelle der Amplitude Λ_1

magnetischen Kreis ab und ist von Fall zu Fall einer Kontrolle zu unterziehen. Er läßt sich aber immer durch eine Fourier-Reihe in Wellenform wiedergeben, von der man so viele Glieder zur Berechnung heranzieht, wie es die Genauigkeit erfordert. Vielfach gelangt man bereits zu guten Ergebnissen, wenn man nur den Mittelwert A_0 und die Amplitude A_1 der Grundschwankung der Leitwertverteilung berücksichtigt, wie Untersuchungen über den Einfluß magnetischer Unsymmetrien im Läufer von Drehfeldmaschinen [2, 3, 4] gezeigt haben. Diese Näherung soll auch hier zugrunde gelegt werden. Dann erhält man für den Luftspaltleitwert A mit Bezug auf ein Ständerkoordinatensystem, dessen Ursprung im Schwerpunkt der Hauptwicklung liegt:

$$A(x_1) = A_0 (1 + 2k \cos 2p x_1) \quad (1)$$

mit

$$k = \frac{A_1}{2 A_0}. \quad (2)$$

Die im folgenden unter dieser Voraussetzung abgeleiteten Beziehungen zeigen, daß zusätzliche Luftspaltfelder und somit auch zusätzliche Drehmomente infolge der Schwankung des Luftspaltleitwertes auftreten. Insbesondere die Ermittlung der Oberfeldmomente erfordert im Vergleich zur normalen, in magnetischer Hinsicht symmetrischen Induktionsmaschine einen größeren Aufwand, da die Läufer Spannungsgleichungen auf eigenartige Weise miteinander gekoppelt sind. Die Berechnung des Betriebsverhaltens von Maschinen, deren Luftspalt längs des Bohrumfanges nicht konstant ist, geht zunächst vom Strombelag aus.

3. Strombelag und Felderregung

Bedingt durch die Wicklungsverteilung im Ständer entstehen Wechselstrombeläge mit den Polpaarzahlen

$$\nu = p(2g - 1), \quad (3)$$

wobei g alle positiven ganzen Zahlen, ausschließlich der Null, durchläuft. Die Ordnungszahlen ν/p der Strombeläge sind entsprechend der Polsymmetrie der Wicklungen nur ungerade und positiv. Es empfiehlt sich, die Wechselstrombeläge jeweils in mit- und gegenlaufende Drehstrombeläge zu zerlegen und deren Drehrichtung rein formal durch das Vorzeichen der sonst stets positiven Polpaarzahl ν zu kennzeichnen. Dabei weisen die Drehstrombeläge des einphasigen Ständers die halbe Amplitude des Ständerwechselstrombelages auf, während die mit- und gegenlaufenden Läuferstrombeläge von dem jeweiligen Schlupf s_{m_ν} des Läufers gegenüber dem mitlaufenden bzw. s_{g_ν} gegenüber dem gegenlaufenden Ständerstrombelag abhängen. Es seien zunächst nur die mitlaufenden Systeme betrachtet. Der mitlaufende Ständerstrombelag

$$a_{1m_\nu} = -A_{1m_\nu} \sin(\nu x_1 - \omega t - \varphi_1) \quad (4)$$

mit der Amplitude

$$A_{1m_\nu} = \frac{w_1 \xi_{1\nu}}{\pi R} I_1 \sqrt{2} \quad (5)$$

erzeugt die Felderregung

$$v_{1m_\nu} = \int a_{1m_\nu} R dx = \frac{R}{\nu} A_{1m_\nu} \cos(\nu x_1 - \omega t - \varphi_1). \quad (6)$$

Es bedeuten R den Bohrungshalbmesser, w_1 die Windungszahl aller Leiter der Ständerwicklung in Reihe, $\xi_{1\nu}$ den Wicklungsfaktor für die Polpaarzahl ν und I_1 den Effektivwert des Ständerstroms mit dem Zeitphasenwinkel φ_1 . Die Umfangskoordinate x wird im Bogenmaß gerechnet. Der Index 1 kennzeichnet den Ständer, Index 2 den Läufer.

Den Wicklungsfaktor der Ständerwicklung, die man als gesehnte Einlochwicklung auffassen kann, erhält man aus der Fourier-Analyse bekanntlich zu

$$\xi_{1\nu} = \sin\left(\frac{\nu}{p} \frac{s}{\tau} \frac{\pi}{2}\right), \quad (7)$$

wobei s die mit der Breite des Hauptpoles identische Schrittweite der Wicklung im Vergleich zur Polteilung τ bedeutet.

4. Luftspaltfelder

Die Felderregung erzeugt nach dem Durchflutungsgesetz gemäß der Beziehung, vgl. [2],

$$b = \mu_0 \nu A \quad (8)$$

in Verbindung mit dem nach Gl. (1) definierten Luftspaltleitwert die Luftspaltdrehfelder:

$$b_{1m(\nu-2p)} = B_{1m_\nu} k \cos[(\nu - 2p)x_1 - \omega t - \varphi_1], \quad (9a)$$

$$b_{1m(\nu)} = B_{1m_\nu} \cos[\nu x_1 - \omega t - \varphi_1], \quad (9b)$$

$$b_{1m(\nu+2p)} = B_{1m_\nu} k \cos[(\nu + 2p)x_1 - \omega t - \varphi_1]. \quad (9c)$$

Hierin ist

$$B_{1m_\nu} = \frac{\mu_0}{\pi} A_0 w_1 \frac{\xi_{1\nu}}{\nu} I_1 \sqrt{2} \quad (10)$$

die durch den ν -ten Ständerstrombelag in Verbindung mit dem mittleren Luftspaltleitwert A_0 erregte Amplitude des ν -ten Drehfeldes.

Insgesamt entstehen jeweils drei Luftspaltdrehfelder. Und zwar treten als Folge der Leitwertschwankung zwei zusätzliche Felder auf, deren Amplituden durch den Faktor k bewertet werden und deren Polpaarzahlen sich um $\pm 2p$ von ν unterscheiden. Jedes dieser Felder erzeugt im Läuferkäfig ein symmetrisches Stromsystem und somit — u. a. — einen Läuferstrombelag der gleichen Polpaarzahl. Zum Beispiel ruft $b_{1m(\nu)}$ nach Gl. (9b) den Läuferstrombelag

$$a_{2m_\nu} = -A_{2m_\nu} \sin(\nu x_1 - \omega t - \varphi_{2m_\nu}) \quad (11)$$

hervor.

Die entsprechende Felderregung

$$v_{2m_\nu} = \frac{R}{\nu} A_{2m_\nu} \cos(\nu x_1 - \omega t - \varphi_{2m_\nu}) \quad (12)$$

bildet gemäß Gl. (8) ebenfalls je drei Luftspaltfelder

$$b_{2m(\nu-2p)} = B_{2m\nu} k \cos [(\nu - 2p)x_1 - \omega t - \varphi_{2m\nu}], \quad (13a)$$

$$b_{2m(\nu)} = B_{2m\nu} \cos [\nu x_1 - \omega t - \varphi_{2m\nu}], \quad (13b)$$

$$b_{2m(\nu+2p)} = B_{2m\nu} k \cos [(\nu + 2p)x_1 - \omega t - \varphi_{2m\nu}] \quad (13c)$$

aus. Zweckmäßig drückt man den Läuferstrombelag durch den auf den Ring bezogenen Läuferstrom $J_{2m\nu}$ aus, der den Zeitphasenwinkel $\varphi_{2m\nu}$ aufweist. Damit erhält man die Amplitude des ν -ten Läuferfeldes zu

$$B_{2m\nu} = \mu_0 A_0 \xi_{2\nu} I_{2m\nu} \sqrt{2}. \quad (14)$$

Hierin ist

$$\xi_{2\nu} = \frac{\sin \left(\frac{\nu \pi}{Z_2} \right)}{\left(\frac{\nu \pi}{Z_2} \right)} \quad (15)$$

eine Art Koppelfaktor, der ein Maß für die jedem Läuferfeld zuzuordnende doppeltverkettete Läuferstreuung darstellt.

Es ist ersichtlich, daß nur das Feld $b_{2m(\nu)}$ als Rückwirkungsfeld auf die erregende Feldwelle der gleichen Polpaarzahl anzusprechen ist. Zusätzlich entstehen wiederum je zwei Läufer-, Seitenfelder mit sich um $\pm 2p$ von ν unterscheidenden Polpaarzahlen. Ihre Amplituden sind durch den Faktor k gekennzeichnet, der die Leitwertschwankung beschreibt. Alle Läuferfelder jedoch erzeugen im Ständer die Netzfrequenz!

Zur Beurteilung der Frequenzen hingegen, welche die durch die ν -ten Läuferstromströme erzeugten zusätzlichen Läuferfelder in einer Läufermasche hervorrufen, rechnet man die Läuferstrombeläge und den Luftspaltleitwert in Läuferkoordinaten um. Bezieht man die Umfangskoordinate x_2 auf die Mitte einer willkürlich gewählten Masche, die den Ringstrom $J_{2m\nu}$ führt, so folgt aus Abb. 3 die Beziehung

$$x_1 = x_2 + \frac{\omega}{p} (1 - s) t. \quad (16)$$

Darin ist

$$s = \frac{n_1 - n}{n_1} \quad (17)$$

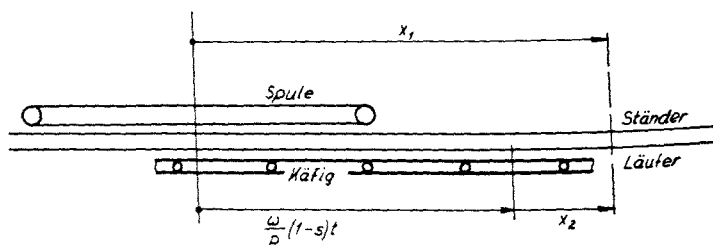


Abb. 3. Beziehung zwischen Ständer (x_1)- und Läufer (x_2)-Umfangskoordinaten

Bibl. d. TU.
Braunschweig

der Schlupf des Läufers gegenüber dem mitlaufenden Grundfeld, das die Maschinenpolpaarzahl $\nu = p$ hat. Der Läuferstrombelag lautet jetzt

$$a_{2m_\nu} = -A_{2m_\nu} \sin \left\{ \nu x_2 - \omega \left[1 - \frac{\nu}{p} (1-s) \right] t - \varphi_{2m_\nu} \right\}, \quad (18)$$

und die entsprechende Felderregung

$$v_{2m_\nu} = \frac{R}{\nu} A_{2m_\nu} \cos \left\{ \nu x_2 - \omega \left[1 - \frac{\nu}{p} (1-s) \right] t - \varphi_{2m_\nu} \right\} \quad (19)$$

erzeugt in Verbindung mit der Leitwertfunktion

$$A(x_2, t) = A_0 \{ 1 + 2k \cos [2p x_2 + 2\omega(1-s)t] \} \quad (20)$$

folgende, in Läuferkoordinaten geschriebene Läuferfelder:

$$b_{2m(\nu-2p)} = B_{2m_\nu} k \cos \left\{ (\nu-2p)x_2 - \omega \left[1 - \frac{(\nu-2p)}{p} (1-s) \right] t - \varphi_{2m_\nu} \right\}, \quad (21a)$$

$$b_{2m(\nu)} = B_{2m_\nu} \cos \left\{ \nu x_2 - \omega \left[1 - \frac{\nu}{p} (1-s) \right] t - \varphi_{2m_\nu} \right\}, \quad (21b)$$

$$b_{2m(\nu+2p)} = B_{2m_\nu} k \cos \left\{ (\nu+2p)x_2 - \omega \left[1 - \frac{(\nu+2p)}{p} (1-s) \right] t - \varphi_{2m_\nu} \right\} \quad (21c)$$

Daraus geht hervor, daß nur das Rückwirkungsfeld $b_{2m(\nu)}$ den Oberfeldschlupf

$$s_{m_\nu} = 1 - \frac{\nu}{p} (1-s) \quad (22)$$

gegenüber der betrachteten Läufermasche aufweist, während die beiden Zusatzfelder die Schlupfwerte

$$s_{m(\nu \pm 2p)} = 1 - \frac{\nu \pm 2p}{p} (1-s) \quad (23)$$

haben, die ihren Polpaarzahlen $\nu \pm 2p$ entsprechen. Dieselben Frequenzen werden auch durch die mitlaufenden Ständerfelder nach den Gln. (9a–c) erzeugt. Da die Frequenzen, die als Folge des ν -ten Ständerfeldes im Läufer auftreten, voneinander verschieden sind, ist mit einer Kopplung der Läuferspannungsgleichungen zu rechnen.

5. Verkettungsschema

Die Polpaarzahlen der infolge der Leitwertschwankung zusätzlich auftretenden Ständer- und Läufer-, „Seitenfelder“ unterscheiden sich von der Polpaarzahl ν um $2p$. Gerade um diese doppelte Maschinenpolpaarzahl unterscheiden sich auch die nach Gl. (3) definierten Polpaarzahlen ν der Oberfelder voneinander! Demgemäß stimmen die Schlupffrequenzen der Zusatzfelder mit denen der „benachbarten“ Felder, die jedoch anderen Ursprungs sind, überein. Die benachbarten Felder entstehen durch das Zusammenwirken des entsprechenden Strombelages der Polpaarzahl $\nu \pm 2p$ mit dem Mittelwert A_0 der Leitwertverteilung.

Umgekehrt bilden jeweils drei Ständerfelder das resultierende Ständerfeld der Polpaarzahl ν . Sie entstehen durch den ν -ten Strombelag in Verbindung mit A_0 und durch die $(\nu \pm 2p)$ -ten Strombeläge in Verbindung mit A_1 . Dem resultierenden Ständerfeld steht ein resultierendes Läuferfeld gleicher Polpaarzahl gegenüber, das ebenfalls aus drei Läuferfeldern verschiedenen Ursprungs gebildet wird. Während jedoch die Ständerfelder alle von dem gleichen netzfrequenten Ständerstrom J_1 herrühren, wird das resultierende mitlaufende ν -te Läuferfeld von den drei Läuferströmen $J_{2m(\nu-2p)}$, $J_{2m\nu}$, $J_{2m(\nu+2p)}$ erregt, die voneinander verschiedene Schlupffrequenzen besitzen.

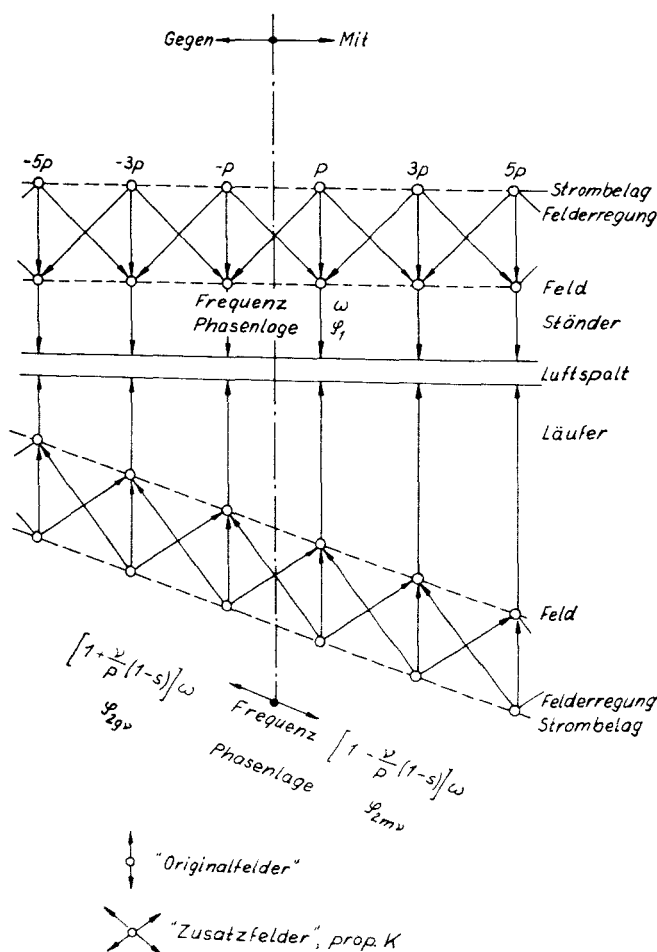


Abb. 4. Schema der Verketzung von Luftspaltfeldern verschiedener Polpaarzahlen bei einem Einphasenmotor mit ungleichförmigem Luftspalt

Es ergibt sich somit ein Verkettungsschema, das in Abb. 4 dargestellt ist. Aus Strombelag und Felderregung einer bestimmten Polpaarzahl entstehen jeweils drei Luftspaltfelder. Das gilt sowohl für die mit- als auch für die gegenlaufenden Systeme. Die Schräglage auf der Läuferseite soll die Frequenzaufspaltung der Läuferysteme symbolisieren.

Entsprechend den Frequenzen ist mit $2g + 1$ Spannungsgleichungen zu rechnen, wenn die drehmomentbildende Wirkung aller Felder bis zur Ordnungszahl $\nu/p = 2g - 1$ vollständig erfaßt werden soll. Davon entfallen eine Gleichung auf den Ständer (Netzfrequenz) sowie $2g$ Gleichungen auf die g mitlaufenden und die g gegenlaufenden Läuferstromsysteme. Zur Ermittlung der Spannungsgleichungen sind zunächst Betrachtungen über die in Ständerwicklung und Läufermaschine erzeugten Flüsse und die entsprechenden magnetischen Schwünde erforderlich.

6. Fluß und magnetischer Schwund

Die auf s/τ schrittverkürzte Ständerwicklung umfaßt pro Windung den durch das ν -te mitlaufende Ständerfeld $b_{1m(\nu)}$ nach Gl. (9b) hervorgerufenen Fluß

$$\varphi_{11m(\nu)} = \int_{-\frac{s}{\tau} \frac{\pi}{2p}}^{+\frac{s}{\tau} \frac{\pi}{2p}} B_{1m\nu} \cos [\nu x_1 - \omega t - \varphi_1] l R dx_1. \quad (24)$$

Unter Berücksichtigung von Gl. (10) erhält man daraus den gesamten (w_1 -fach verketteten) Fluß zu

$$\varphi_{11m(\nu)} = \frac{1}{2} L_{11\nu} I_1 \sqrt{2} \cos (\omega t + \varphi_1), \quad (25)$$

worin

$$L_{11\nu} = \frac{4}{\pi} \mu_0 A_0 R l w_1^2 \frac{\xi_{1\nu}^2}{\nu^2} \quad (26)$$

die Wechselfeldselbstinduktivität für das ν -te Feld bedeutet. Die beiden Zusatzfelder gleicher Polpaarzahl ν , hervorgerufen durch die $(\nu \pm 2p)$ -ten Ständerstrombeläge, erzeugen dagegen die Bündelflüsse

$$\varphi_{11m(\nu \pm 2p)} = w_1 \int_{-\frac{s}{\tau} \frac{\pi}{2p}}^{+\frac{s}{\tau} \frac{\pi}{2p}} k B_{1m(\nu \pm 2p)} \cos (\nu x_1 - \omega t - \varphi_1) l R dx_1. \quad (27)$$

Drückt man die Induktionsamplituden durch I_1 aus, so wird

$$\varphi_{11m(\nu \pm 2p)} = \frac{1}{2} L_{11\nu} k \frac{\nu}{\nu \pm 2p} \frac{\xi_{1(\nu \pm 2p)}}{\xi_{1\nu}} I_1 \sqrt{2} \cos (\omega t + \varphi_1). \quad (28)$$

Der durch diese drei Flüsse gleicher Polpaarzahl ν in der Ständerwicklung hervorgerufene magnetische Schwund der Selbstinduktion des mitlaufenden Systems $e_{11m\nu} = -d/dt \sum \varphi_{11m\nu}$ ergibt sich somit unter Verwendung der komplexen Schreibweise zu

$$\mathfrak{E}_{11m\nu} = -j \omega L_{11\nu} (1 + k g_{1\nu}) J_1, \quad (29)$$

wenn man zur Abkürzung mit

$$g_{1\nu} = \frac{\nu}{\nu + 2p} \frac{\xi_{1(\nu+2p)}}{\xi_{1\nu}} + \frac{\nu}{\nu - 2p} \frac{\xi_{1(\nu-2p)}}{\xi_{1\nu}} \quad (30)$$

den Einfluß der Leitwertschwankung auf die nunmehr wirksame Wechselfeldselbstinduktivität $L_{11\nu} (1 + kg_{1\nu})$ kennzeichnet. Auf gleiche Weise erhält man den durch die Läuferfelder gleicher Polpaarzahl ν in der Läufermasche hervorgerufenen magnetischen Schwund der Selbstinduktion. Zunächst umfaßt die Läufermasche den durch $b_{2m(\nu)}$ nach Gl. (21b) erzeugten Fluß

$$\begin{aligned} & + \frac{\pi}{Z_2} \\ \varphi_{22m(\nu)} = & \int B_{2m\nu} \cos(\nu x_2 - s_{m\nu} \omega t - \varphi_{2m\nu}) l R dx \\ & - \frac{\pi}{Z_2} \end{aligned} \quad (31)$$

Unter Berücksichtigung von Gl. (14) erhält man den Fluß in Abhängigkeit von dem Läuferstrom $J_{2m\nu}$ zu

$$\varphi_{22m(\nu)} = L_{22\nu} I_{2m\nu} \sqrt{2} \cos(\omega t + \varphi_{2m\nu}), \quad (32)$$

wobei

$$L_{22\nu} = \mu_0 A_0 \frac{2\pi R l}{Z_2} \xi_{2\nu}^2 \quad (33)$$

die Drehfeldselbstinduktivität der Masche für das ν -te Feld bedeutet. Der zugehörige magnetische Schwund wird damit:

$$\mathfrak{E}_{22m(\nu)} = -j s_{m\nu} \omega L_{22\nu} J_{2m\nu}. \quad (34)$$

Die zusätzlich durch die beiden Läuferstromsysteme $J_{2m(\nu \pm 2p)}$ gebildeten Felder der gleichen Polpaarzahl ν rufen die Flüsse

$$\begin{aligned} & + \frac{\pi}{Z_2} \\ \varphi_{22m(\nu \pm 2p)} = & \int k B_{2m(\nu \pm 2p)} \cos(\nu x_2 - s_{m\nu} \omega t - \varphi_{2m(\nu \pm 2p)}) l R dx = \\ & - \frac{\pi}{Z_2} \\ = & L_{22\nu} k \frac{\xi_{2(\nu \pm 2p)}}{\xi_{2\nu}} I_{2m(\nu \pm 2p)} \sqrt{2} \cos(s_{m\nu} \omega t + \varphi_{2m(\nu \pm 2p)}), \end{aligned} \quad (35)$$

hervor. Somit ergibt sich der gesamte, in der Läufermasche mit der Schlupffrequenz $s_{m\nu}$ durch die drei verschiedenen Läuferstromsysteme $J_{2m(\nu-2p)}$, $J_{2m\nu}$, $J_{2m(\nu+2p)}$ hervorgerufene magnetische Schwund zu:

$$\mathfrak{E}_{22m\nu} = -j s_{m\nu} \omega L_{22\nu} \left[J_{2m\nu} + k \frac{\xi_{2(\nu-2p)}}{\xi_{2\nu}} J_{2m(\nu-2p)} + k \frac{\xi_{2(\nu+2p)}}{\xi_{2\nu}} J_{2m(\nu+2p)} \right]. \quad (36)$$

Die drei mitlaufenden Ständerfelder gleicher Polpaarzahl ν erzeugen in der Läufermasche den resultierenden Fluß

$$\begin{aligned} & + \frac{\pi}{Z_2} \\ \Phi_{12m\nu} = & \int [k B_{1m(\nu-2p)} + B_{1m\nu} + k B_{1m(\nu+2p)}] \times \cos(\nu x_2 - s_{m\nu} \omega t - \varphi_1) l R dx \\ & - \frac{\pi}{Z_2} \end{aligned} \quad (37)$$

Der dadurch hervorgerufene magnetische Schwund ergibt sich, wenn man in dieser Beziehung den Ständerstrom J_1 einführt, in komplexer Schreibweise zu

$$\mathfrak{E}_{12m_\nu} = -j s_{m_\nu} \omega \frac{1}{2} M_\nu (1 + k g_{1\nu}) J_1, \quad (38)$$

worin

$$M_\nu = \frac{4}{\pi} \mu_0 A_0 R l \frac{1}{\nu^2} w_1 \xi_{1\nu} \sin\left(\frac{\nu \pi}{Z_2}\right) \quad (39)$$

den Höchstwert der (Wechselfeld-)Gegeninduktivität zwischen der Ständerwicklung und einer Läufermasche für das ν -te Feld bedeutet und $g_{1\nu}$ nach Gl. (30) definiert ist.

In der Umkehrung empfiehlt es sich, nicht die Wirkung des aus den drei verschiedenen Läuferströmen $J_{2m(\nu-2p)}$, J_{2m_ν} , $J_{2m(\nu+2p)}$ gebildeten resultierenden ν -ten Läuferfeldes auf die Ständerwicklung zu berechnen, sondern aus Gründen späterer Schreibvereinfachung die durch die drei Felder des Stromes J_{2m_ν} im Ständer induzierte Spannung zu ermitteln. Das ist insofern zulässig, als sämtliche Läuferfelder den Ständer mit Netzfrequenz induzieren. Diese Felder rufen in der Ständerwicklung den magnetischen Schwund der Gegeninduktion

$$\mathfrak{E}_{21m_\nu} = -j \omega \frac{Z_2}{2} M_\nu (1 + k g_{1\nu}) J_{2m_\nu} \quad (40)$$

hervor. Die Überlegungen gelten in der gleichen Form auch für die gegenlaufenden Systeme. Damit können die Spannungsgleichungen angegeben werden.

7. Ständerspannungsgleichung

Gemäß dem Induktionsgesetz hält die durch die Summe aller gleichfrequenten Flüsse induzierte Spannung $d\psi/dt$ der Netzspannung u bis auf den Spannungsfall $i \cdot R$ das Gleichgewicht. Im vorliegenden Fall ist die Summe über die mit- und gegenlaufenden Ständer- und Läuferfelder aller Polpaarzahlen zu erstrecken. Zweckmäßig betrachtet man getrennt die „geometrische“ (Nuten- und Stirn-)Streuung des Ständers. Die Ständerspannungsgleichung lautet mithin:

$$\begin{aligned} \mathfrak{U}_1 = & R_1 J_1 + j \omega L_{1\sigma g} J_1 + \sum_\nu j \omega L_{11\nu} (1 + k g_{1\nu}) J_1 + \\ & + \sum_\nu j \omega \frac{Z_2}{2} M_\nu (1 + k g_{1\nu}) (J_{2m_\nu} + J_{2g_\nu}). \end{aligned} \quad (41)$$

Hierin sind J_{2m_ν} und J_{2g_ν} die durch das resultierende mit- und gegenlaufende Ständerfeld der Polpaarzahl ν erregten Läuferstromströme. Diese sind in Verbindung mit den Läuferstromgleichungen zu ermitteln.

8. Läuferspannungsgleichungen

Beurteilt man, wie in [5] gezeigt, die Verhältnisse im Läufer von dem Ringstrom J_{2m_ν} aus, so erscheint der Ohmsche Widerstand einer Masche für das ν -te Feld in der Form

$$R_{2\nu} = 2 r_R + r_S \left[2 \sin\left(\frac{\nu \pi}{Z_2}\right) \right]^2, \quad (42)$$

worin r_R den Widerstand eines Ringstückes zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stäben und r_S den Stabwiderstand bedeuten. Entsprechend ergibt sich die auf den Ring bezogene Induktivität der geometrischen Läuferstreuung zu

$$L_{2\sigma g\nu} = 2 l_R + l_S \left[2 \sin \left(\frac{\nu \pi}{Z_2} \right) \right]^2. \quad (43)$$

Innerhalb der betrachteten Masche ist das vom ν -ten Läuferstromsystem in Verbindung mit A_0 erregte Luftspaltfeld homogen. Es hängt nur von dem Ringstrom $J_{2m\nu}$ ab, wovon man sich durch einen Axialschnitt überzeugt, und die ihm entsprechende „totale“ Selbstinduktivität ist

$$L_{2h} = \mu_0 A_0 \frac{2 \pi R l}{Z_2}. \quad (44)$$

Sie unterscheidet sich von der nach Gl. (33) definierten Selbstinduktivität für das ν -te Feld durch die Induktivität

$$L_{2\sigma a\nu} = L_{2h} - L_{22\nu} \quad (45)$$

der doppeltverketteten Läuferstreuung, die man zweckmäßig auf $L_{22\nu}$ bezieht. Man erhält so den Koeffizienten der doppeltverketteten Läuferstreuung

$$\sigma_{d2\nu} = \frac{1}{\xi_{2\nu}^2} - 1, \quad (46)$$

der in Verbindung mit dem Koeffizienten der geometrischen Streuung

$$\sigma_{g2\nu} = \frac{L_{2\sigma g\nu}}{L_{22\nu}} \quad (47)$$

die gesamte Läuferstreuiziffer

$$\sigma_{2\nu} = \sigma_{d2\nu} + \sigma_{g2\nu} \quad (48)$$

ergibt. Unter Berücksichtigung der infolge der Leitwertschwankung durch die Ströme $J_{2m(\nu \pm 2p)}$ zusätzlich erregten Felder gleicher Polpaarzahl ν und gleicher Schlupffrequenz $s_{m\nu}$ erhält man, vgl. Gl. (36), folgende Spannungsgleichung für das ν -te mitlaufende Läufersternsystem:

$$\begin{aligned} 0 = & R_{2\nu} J_{2m\nu} + j s_{m\nu} \omega L_{22\nu} (1 + \sigma_{2\nu}) J_{2m\nu} + \\ & + j s_{m\nu} \omega L_{22\nu} k \left[\frac{\xi_{2(\nu-2p)}}{\xi_{2\nu}} J_{2m(\nu-2p)} + \frac{\xi_{2(\nu+2p)}}{\xi_{2\nu}} J_{2m(\nu+2p)} \right] + \\ & + j s_{m\nu} \omega \frac{1}{2} M_\nu (1 + k g_{1\nu}) J_1. \end{aligned} \quad (49)$$

Auf entsprechende Weise ergibt sich die Spannungsgleichung für das ν -te gegenlaufende Läufersternsystem zu

$$\begin{aligned} 0 = & R_{2\nu} J_{2g\nu} + j s_{g\nu} \omega L_{22\nu} (1 + \sigma_{2\nu}) J_{2g\nu} + \\ & + j s_{g\nu} \omega L_{22\nu} k \left[\frac{\xi_{2(\nu-2p)}}{\xi_{2\nu}} J_{2g(\nu-2p)} + \frac{\xi_{2(\nu+2p)}}{\xi_{2\nu}} J_{2g(\nu+2p)} \right] + \\ & + j s_{g\nu} \omega \frac{1}{2} M_\nu (1 + k g_{1\nu}) J_1. \end{aligned} \quad (50)$$

Jede Läufer Spannungsgleichung enthält die Läuferströme der beiden im Hinblick auf die Feldwellenordnungszahl benachbarten Systeme. Mit diesen ist sie gekoppelt und ohne deren Kenntnis läßt sich der Läuferstrom J_{2m_ν} bzw. J_{2g_ν} auch dann nicht angeben, wenn J_1 bereits bekannt ist. Zur exakten Lösung des Problems ist es deshalb erforderlich, neben der Ständerspannungsgleichung $2g$ Läufer Spannungsgleichungen (für die g Mit- und die g Gegensysteme) aufzustellen, wenn die drehmomentbildende Wirkung der Felder bis zur Ordnungszahl $\nu/p = 2g - 1$ berücksichtigt werden soll. Es ergibt sich ein lineares Gleichungssystem mit $2g + 1$ unbekannten Strömen, das mit den bekannten Mitteln der linearen Algebra lösbar ist.

Über die Stromwärmeverluste des Läufers läßt sich dann das jeder Polpaarzahl ν zugeordnete asynchrone Mit- und Gegenmoment ermitteln.

9. Asynchrones Drehmoment

Mit der durch den Strom

$$J_{2m_\nu} = -j s_{m_\nu} \omega \frac{L_{22_\nu} k \frac{\xi_{2(\nu \pm 2p)} J_{2m(\nu \pm 2p)} + \frac{1}{2} M_\nu (1 + k g_{1_\nu}) J_1}{R_{2_\nu} + j s_{m_\nu} \omega L_{22_\nu} (1 + \sigma_{2_\nu})} \quad (51)$$

des ν -ten Mitsystems im Läuferkäfig erzeugten Stromwärmeleistung

$$V_{2m_\nu} = Z_{2_\nu} R_{2_\nu} I_{2m_\nu}^2 \quad (52)$$

steht die zugehörige Drehfeldleistung in der Beziehung

$$P_{dm_\nu} = \frac{V_{2m_\nu}}{s_{m_\nu}} \quad (53)$$

Hieraus ergibt sich unmittelbar das asynchrone Drehmoment

$$M_{dm_\nu} = \frac{P_{dm_\nu}}{\frac{\omega}{\nu}} \quad (54)$$

Führt man zur Abkürzung den bezogenen Läuferwiderstand

$$\beta_\nu = \frac{R_{2_\nu}}{\omega L_{22_\nu} (1 + \sigma_{2_\nu})} \quad (55)$$

ein, so erhält man nach einigen Umformungen das asynchrone Drehmoment des ν -ten Mitsystems zu:

$$M_{dm_\nu} = \nu \frac{\beta_\nu s_{m_\nu}}{\beta_\nu^2 + s_{m_\nu}^2} \frac{1}{1 + \sigma_{2_\nu}} \mu_0 A_0 2 \pi R l \left| k \xi_{2(\nu \pm 2p)} J_{2m(\nu \pm 2p)} + \frac{1}{\pi} (1 + k g_{1_\nu}) w_1 \frac{\xi_{1_\nu}}{\nu} J_1 \right|^2 \quad (56)$$

Entsprechend errechnet sich aus der Läufer Spannungsgleichung (50) das asynchrone Drehmoment des ν -ten Gegensystems:

$$M_{dg\nu} = -\nu \frac{\beta_\nu s_{g\nu}}{\beta_\nu^2 + s_{g\nu}^2} \frac{1}{1 + \sigma_{2\nu}} \mu_0 A_0 2\pi R l \left| k \xi_{2(\nu \pm 2p)} J_{2g(\nu \pm 2p)} + \frac{1}{\pi} (1 + k g_{1\nu}) w_1 \frac{\xi_{1\nu}}{\nu} J_1 \right|^2. \quad (57)$$

Das resultierende ν -te Drehmoment ergibt sich als Summe von Mit- und Gegenmoment

$$M_{d\nu} = M_{dm\nu} + M_{dg\nu}. \quad (58)$$

10. Praktische Berechnung

Die Berechnung der $2g + 1$ Ströme aus der gleichen Zahl von Spannungsgleichungen ist für praktische Bedürfnisse zu aufwendig. Insbesondere auch im Hinblick auf die Berechnung des Motors mit kurzgeschlossener Hilfswicklung, dessen Grundfeldspannungssystem ja schon erheblich komplizierter ist, empfiehlt es sich, nach einer geeigneten Näherungslösung zu suchen. Zunächst ist es naheliegend, bei der Betrachtung der Wirkung des resultierenden ν -ten Feldes von derjenigen Komponente abzugehen, die jeweils durch die Strombelagswelle der Polpaarzahl $\nu + 2p$, also der *höheren* Polpaarzahl, erzeugt wird. Denn einerseits nehmen insbesondere die Läuferoberstromsysteme im allgemeinen schnell mit zunehmender Ordnungszahl der erregenden Feldwellen ab, und andererseits wird das durch sie hervorgerufene „Seitenfeld“ $(\nu + 2p) - 2p = \nu$ noch durch den Faktor k und die Wicklungsfaktoren bewertet. Aus denselben Gründen ist natürlich diejenige Komponente, die durch die Strombelagswelle der Polpaarzahl $\nu - 2p$, also der *niedrigeren* Polpaarzahl, erzeugt wird, unbedingt zu beachten!

Weiterhin ist es zweckmäßig, die Wirkung der Grundfelder ($\nu = p$) und der Oberfelder ($\nu \neq p$) *getrennt* zu untersuchen. Das ist möglich, wenn man die Abdämpfung der Ständeroberfelder durch entsprechende Läuferstromsysteme annähert vorab berücksichtigt. Bei genügendem Abstand von der jeweiligen synchronen Oberfelddrehzahl überwiegen nämlich die Läuferreaktanzen gegenüber dem Ohmschen Läuferwiderstand, und aus der hierfür angesetzten Läuferspannungsgleichung ergibt sich der Abdämpfungsfaktor als Verhältnis des abgedämpften zum unabgedämpften ν -ten Ständerfeld unabhängig vom Schlupf bekanntlich [6] zu:

$$D_\nu = \frac{\sigma_{2\nu}}{1 + \sigma_{2\nu}}. \quad (59)$$

In der Ständerspannungsgleichung (121) läßt sich deshalb der Ausdruck

$$\sum_{\nu \neq p} j\omega (1 + k g_{1\nu}) \left(L_{11\nu} J_1 + \frac{Z_2}{2} M_\nu J_{2m\nu} + \frac{Z_2}{2} M_\nu J_{2g\nu} \right)$$

in guter Annäherung ersetzen durch

$$j\omega L_{1\sigma d} J_1,$$

wobei

$$L_{1\sigma d} = \sum_{\nu \neq p} L_{11\nu} (1 + k g_{1\nu}) D_\nu. \quad (60)$$

die Induktivität der doppeltverketteten Ständerstreuung unter Berücksichtigung der Abdämpfung der Oberfelder gemäß (59) bedeutet. Zweckmäßig bezieht man $L_{1\sigma d}$ auf die Selbstinduktivität L_{11} des Grundfeldes und erhält so die Ziffer der doppeltverketteten Ständerstreuung zu:

$$\sigma_{1d} = \sum_{v \neq p} \left(\frac{p}{v} \right)^2 \left(\frac{\xi_{1v}}{\xi_1} \right)^2 (1 + k g_{1v}) D_v. \quad (61)$$

Als Grenzfall ergibt sich für $k = 0$ und $D_v = 1$ die in der Literatur, z. B. [7], üblicherweise angegebene Streuziffer.

Unter diesen beiden Voraussetzungen lassen sich zunächst die Grundströme und dann die Grund- und Oberfeldmomente verhältnismäßig einfach berechnen.

10.1. Grundströme

Setzt man in den Spannungsgleichungen (41), (49) und (50) $v = p$ und vernachlässigt den Einfluß der Felder $v + 2p = 3p$, deren Abdämpfung jedoch nach Gl. (59) berücksichtigt wird, so ergeben sich folgende Zusammenhänge. Es wird

$$g_{1p} = 1, \quad \frac{\xi_{2(p-2p)}}{\xi_{2p}} = 1, \quad J_{2m(p-2p)} = J_{2g}, \quad J_{2g(p-2p)} = J_{2m}.$$

Zur besseren Übersicht wird der Index p fortgelassen und man erhält die Grundfeldgleichungen

$$\mathfrak{U}_1 = (R_1 + j\omega L_1) J_1 + j\omega \frac{Z_2}{2} M (1 + k) J_{2m} + j\omega \frac{Z_2}{2} M (1 + k) J_{2g}, \quad (62)$$

$$0 = j s \omega \frac{M}{2} (1 + k) J_1 + (R_2 + j s \omega L_2) J_{2m} + j s \omega L_{22} k J_{2g}, \quad (63)$$

$$0 = j(2 - s) \omega \frac{M}{2} (1 + k) J_1 + j(2 - s) \omega L_{22} k J_{2m} + (R_2 + j(2 - s) \omega L_2) J_{2g}, \quad (64)$$

mit

$$L_1 = L_{1\sigma g} + L_{1\sigma d} + L_{11}(1 + k) \quad (65)$$

und

$$L_2 = L_{22}(1 + \sigma_2). \quad (66)$$

Hieraus errechnen sich der Ständerstrom J_1 und die Läufergrundströme J_{2m} und J_{2g} zu

$$J_1 = L_0 \frac{F_1}{\mathfrak{N}}, \quad (67)$$

$$J_{2m} = -\frac{I_0}{2} \frac{M}{L_2} (1 + k) \frac{F_{2m}}{\mathfrak{N}}, \quad (68)$$

$$J_{2g} = -\frac{I_0}{2} \frac{M}{L_2} (1 + k) \frac{F_{2g}}{\mathfrak{N}}, \quad (69)$$

wenn man zur Abkürzung die komplexen Faktoren

$$F_1 = [\beta + js] [\beta + j(2 - s)] + s(2 - s)c^2, \quad (70)$$

$$F_{2m} = js\beta - s(2 - s)(1 - c), \quad (71)$$

$$F_{2g} = j(2 - s)\beta - s(2 - s)(1 - c), \quad (72)$$

und

$$\mathfrak{N} = (\alpha + j) \{[\beta + js] [\beta + j(2 - s)] + s(2 - s)c^2\} \\ + (1 - \sigma)(1 + k)^2 \{\beta + js(2 - s)(1 - c)\} \quad (73)$$

eingführt, die von den bezogenen Maschinenkennwerten

$$I_0 = \frac{U_1}{\omega L_1}, \quad (74)$$

$$\alpha = \frac{R_1}{\omega L_1}, \quad (75)$$

$$\beta = \frac{R_2}{\omega L_2}, \quad (76)$$

$$\sigma = 1 - \frac{\frac{Z_2}{2} M^2}{L_1 L_2}, \quad (77)$$

$$c = \frac{k}{1 + \sigma_2} (\approx k) \quad (78)$$

und vom Schlupf s abhängen.

10.2. Drehmomente

Mit Hilfe des aus den Grundfeldgleichungen ermittelten Ständerstromes J_1 und der Läufergrundströme J_{2m} und J_{2g} lassen sich nun schrittweise die Drehmomente nach Gl. (56) u. Gl. (57) berechnen. Hierzu ist jeweils die Kenntnis desjenigen Läuferstromsystems erforderlich, dessen Polpaarzahl um $2p$ kleiner als ν ist, während nach Voraussetzung das der Polpaarzahl $\nu + 2p$ unberücksichtigt bleiben kann. Es lassen sich also zunächst das mit- und gegenlaufende Grundfeldmoment ($\nu = p$) wegen $J_{2m(p-2p)} = J_{2g}$ und $J_{2g(p-2p)} = J_{2m}$ sowie das Mit- und Gegenmoment für $\nu = 3p$ wegen $J_{2m(3p-2p)} = J_{2m}$ und $J_{2g(3p-2p)} = J_{2g}$ angeben, da J_{2m} und J_{2g} bekannt sind. Die Felder dreifacher Polzahl sind bei Motoren mit ausgeprägten Polen normalerweise sehr stark. Sie äußern sich in einer Einsattelung der Drehzahl-Drehmoment-Kennlinie bei $1/3$ der synchronen Drehzahl und stellen dadurch vielfach den Hochlauf eines Motors in Frage. Zur Ermittlung der durch die Felder fünffacher Polpaarzahl hervorgerufenen Drehmomente müssen zuvor die Ströme $J_{2m(3p)}$ und $J_{2g(3p)}$ aus den entsprechenden Läufer Spannungsgleichungen berechnet werden. Auf diese Weise lassen sich die Drehmomente aller interessierenden Feldwellen ermitteln.

Das resultierende Drehmoment beim Schlupf s ergibt sich dann als Summe aller Anteile zu

$$M_d(s) = \sum_v (M_{dm_v} + M_{dg_v}). \quad (79)$$

11. Beispiel

Mit den abgeleiteten Beziehungen für das Betriebsverhalten von Einphasenmotoren, die zwischen den ausgeprägten Polen einen verminderten Luftspaltleitwert aufweisen, wurde ein Beispiel berechnet und mit der Messung verglichen. Zur Verfügung stand ein Spaltmotor, dessen kurzgeschlossene Hilfswindung geöffnet wurde. Den (halben) Blechschnitt des 4poligen Motors zeigt Abb. 5. Tabelle 1 enthält die zur Berechnung benötigten Abmessungen und Wickeldaten sowie einige weitere Angaben. Die Rechnung wurde für Nenn-

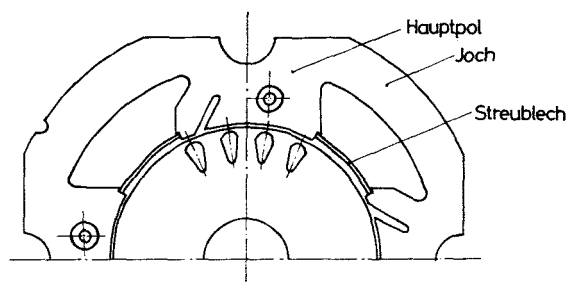


Abb. 5. Blechschnitt des Versuchsmotors (maßstäblich)

Tabelle 1. Kenngrößen eines Einphasenmotors

Nennspannung	$U_1 = 220 \text{ V}$
Nennfrequenz	$f_1 = 50 \text{ Hz}$
Polpaarzahl	$p = 2$
Bohrungsradius	$R = 3,7 \text{ cm}$
Blechkpaketlänge	$l = 3,5 \text{ cm}$
Luftspalt unter Hauptpol (geom.)	$\delta_p = 0,045 \text{ cm}$
Luftspalt unter Streublech (geom.)	$\delta_s = 0,150 \text{ cm}$
Magnetische Spannung im Luftspalt δ_p	$V_{\delta p} = 222 \text{ A}$
Magnetische Spannung im Eisen	$V_E = 55,8 \text{ A}$
Hauptpolbreite	$b_p = 3,71 \text{ cm}$
Mittlerer Luftspaltleitwert	$\lambda_0 = 12,4 \text{ cm}^{-1}$
Beiwert der Grundwelle der Leitwertschwankung	$k = 0,341$
Windungszahl der Ständerwicklung	$w_1 = 880$
Ohmscher Ständerwiderstand (95 °C)	$R_1 = 10,4 \text{ } \Omega$
Induktivität der geometrischen Ständerstreuung	$L_{\sigma g1} = 0,0865 \text{ H}$
Läufernutenzahl	$Z_2 = 22$
Stabquerschnitt	$A_s = 28,5 \text{ mm}^2$
Stabstreuleitfähigkeit	$\lambda_s = 0,9$
Mittl. Ringdurchmesser	$D_R = 6,1 \text{ cm}$
Ringquerschnitt	$A_R = 109 \text{ mm}^2$
Ringstreuleitfähigkeit	$\lambda_R = 0,25$
Läufer: Alu-Druckguß, ungeschragt, ca. 120 °C	

spannung durchgeführt, wobei eine (kontrollierbare) Temperatur der Ständerwicklung von 95°C und eine — nicht gemessene — Läuferwicklungstemperatur von 120°C zugrunde gelegt wurde. Die Oberfeldmomente wurden bis zur Ordnungszahl $\nu/p = 7$ berücksichtigt. Die Ergebnisse von Rechnung und Messung sind in Abb. 6 wiedergegeben. Es zeigt sich eine befriedigende Übereinstimmung.

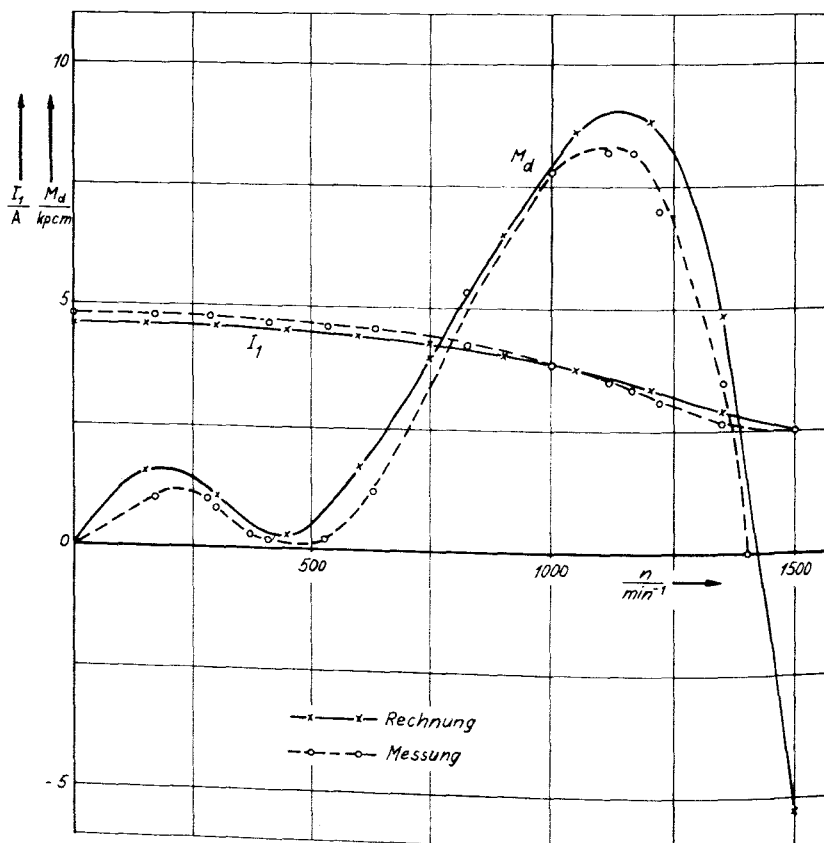


Abb. 6. Strom und Drehmoment des Versuchsmotors, vgl. Bild 5, in Abhängigkeit von der Drehzahl

12. Zusammenfassung

Die Berechnung des Betriebsverhaltens von Einphasenmotoren, die einen verminderten Luftspaltleitwert zwischen den ausgeprägten Polen aufweisen, erfordert gegenüber den in magnetischer Hinsicht symmetrischen Maschinen einen gewissen Mehraufwand. Unterschiedliche Luftspaltleitwerte entstehen beispielsweise durch Verwendung von sogenannten Streublechen, unter denen der magnetisch wirksame Luftspalt oft erheblich größer als unter den Polen ist,

in extremen Fällen auch durch breite Nutöffnungen. Als Folge davon treten gegenüber der Ausführung mit konstantem Luftspalt zusätzliche, gewissermaßen „modulierte“ Luftspaltfelder auf, die zusätzliche Drehmomente hervorrufen. Diese Verhältnisse werden mit einem Ansatz für den Luftspaltleitwert in Wellenform beschrieben. Der Ansatz stellt die einfachste Annäherung dar, die unter den gegebenen Umständen möglich ist. Gleichwohl zeigt sich, daß sich auf diese Weise das Betriebsverhalten des Motors recht brauchbar berechnen läßt. Die Methode wurde hier aus Gründen der besseren Übersichtlichkeit für den reinen Einphasenmotor dargestellt. Sie läßt sich jedoch ohne grundsätzliche Schwierigkeiten auf Motoren mit Hilfsstrang übertragen.

Literatur

- [1] *I. Koch*: Theorie und Berechnung von Induktionsmotoren mit ausgeprägten Polen und geschlossenen Streustegen. Archiv für Elektrotechnik, **49** (1964) H. 2 S. 124—136.
- [2] *H. Bausch, H. Jordan und H.-W. Lorenzen*: Anlauf von Reliktanzmotoren mit geblechtem Läufer. ETZ-A, **85** (1964) H. 6, S. 170—172.
- [3] *H.-W. Lorenzen*: Über den Anlauf von Synchronmotoren mit geblechten Läufern. Diss. TH Hannover 1964.
- [4] *C. Christoph*: Die Berechnung des asynchronen Anlaufs von Schenkelpolsynchronmotoren mit massivem Polrad. Fortschrittsberichte VDI-Z. 1965, Reihe 9, Nr. 3.
- [5] *F. Taegen*: Die Bedeutung der Läufernutschlitz für die Theorie der Asynchronmaschine mit Käfigläufer. Archiv für Elektrotechnik, **48** (1964) H. 6, S. 373—386.
- [6] *R. Richter*: Elektrische Maschinen. Bd. 4, 2. Aufl. Verlag Birkhäuser Basel 1954, Abschnitt G 1.
- [7] *W. Nürnberg*: Die Asynchronmaschine. 2. Auflage, Springer-Verlag 1963 S. 103 ff.